

专题: 阿秒物理

强激光场原子电离光电子轨迹干涉全息理论及应用*

陶建飞¹⁾ 夏勤智²⁾ 廖临谷³⁾ 刘杰^{4)†} 刘小井^{1)‡}

1) (上海科技大学大科学中心, 上海 201210)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

3) (北京大学物理学院, 北京 100871)

4) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100193)

(2022年6月30日收到; 2022年7月25日收到修改稿)

隧穿电子在外场的牵引下一个光周期以内返回核附近发生再散射现象是理解强场物理的基本物理图像. 再散射电子与直接电离电子波函数发生干涉导致的所谓强场光电子全息在研究强场电离基本原理以及探测超快电子动力学上具有显著的优势. 本文给出了量子轨迹干涉作为光电子全息基本物理背景的图像, 合理地引入库仑势的效应, 发展了一致性 glory 再散射理论. 将此理论的计算结果与实验以及含时薛定谔方程做对比, 得到了很好的定量符合结果. 同时, 研究了通过库仑 glory 再散射过程作为时间快门对超短光脉冲进行时间域重构的方法. 对强场光电子全息的研究将加深对原子分子超快物理过程的认知, 为未来利用或者操控这一过程做出重要贡献.

关键词: 隧穿电离, 光电子全息, 库仑 glory 效应, 双色激光场**PACS:** 32.80.Rm, 42.50.Hz, 33.80.Rv**DOI:** 10.7498/aps.71.20221296

1 引言

光与物质的相互作用是物理学中的重要研究课题. 激光的发明以及发展极大地促进了此研究领域的进展. 强激光场与原子分子相互作用导致了一系列非线性非微扰的物理现象: 自 1979 年 Agostini 等^[1] 在实验中发现多光子电离现象以来, 后续强场物理过程, 如高阶阈上电离^[2]、高次谐波产生^[3]、非序列双(多)电离^[4] 等获得了广泛的实验以及理论研究. 激光技术的发展推动了阿秒科学 (attosecond science, $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) 这一全新物理研究领域的形成以及发展^[5]. 很早之前人们就知道, 如果要

快速移动的物体进行照相就需要曝光时间更短的相机快门, 物理学中研究超快过程也是如此, 如典型的用于物理学中的时间分辨测量 (time-resolved metrology) 的泵浦-探测实验技术的分辨率就依赖于使用的光信号的时间宽度. 如果要分辨更快的物理过程, 科学家就需要寻找更快更短的光脉冲信号. 相比较于自然界中存在的非相干光源来说, 激光这种理想光源更适合用于时间分辨测量. 从 1964 年激光锁模技术的发现到 2001 年研究人员在实验室中基于高次谐波产生获得阿秒光脉冲^[6,7], 激光脉冲时间宽度减少了超过 3 个数量级. 现如今实验室中获得的单个阿秒脉冲宽度可以短至 43 as^[8]. 众所周知, 微观世界下, 物理学化学生物学之间的

* 国家自然科学基金 (批准号: 11574020, 11775030, 11974057) 和国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1930403) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jliu@gscaep.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: liuxj@shanghaitech.edu.cn

分界线将变得模糊,电子在原子、分子以及纳米结构中的超快运动将作为它们的共同特点将它们有机地联系在一起.原子分子轨道上电子运动、半导体中电子运动以及超高密度等离子气体、聚变靶物质内部电子的集体运动时间尺度皆在阿秒的量级^[9].因此从这些方面来说,一旦人们获得了研究阿秒电子运动的能力,阿秒科学的发展将推动对于电子在其固有时间尺度上的动力学的深刻认识,进而促进阿秒化学、光催化、生物大分子光化学反应、核聚变以及光波电子学(lightwave electronics)等应用领域的发展^[10,11].

超强超快激光脉冲与原子分子相互作用会带来束缚电子的隧穿电离过程.由于激光场的振荡特性,电子所受的电场力会在亚飞秒的时间尺度内发生反转,导致刚刚隧穿出来离原子核不远的电子在外场作用下在运动过程中会返回原子核附近.这一隧穿-返回-复合或者再散射过程是理解强场电离的基本物理图景^[12].而电场矢量方向的反转发生在单个光周期以内,因此再散射过程的时间尺度通常都在亚飞秒到阿秒的量级.观测或者操控强场电离的再散射过程就是在电子的固有运动时间尺度上观测或者操控其动力学.返回原子核附近的电子接下来的运动根据受到核的库仑势作用的不同,会呈现不同的运动轨迹:既有受到核的轻微前向散射最终动能较小($\leq 2 U_p$)的光电子,也有可能受到核的强烈散射而运动方向发生改变最终能量很大(约 $10 U_p$)的光电子(其中 $U_p = \epsilon^2 / (4\omega^2)$ 为电子在激光场中运动的有质动力能, ϵ 为激光电场强度, ω 为激光中心频率).当然,如果隧穿电子初始垂直于激光电场方向的横向动量足够大的话,光电子在运动过程中受到的核的作用可以忽略不计,这样的可以称为直接电离电子轨迹.电子波包从原子分子轨道隧穿出来,那么不可避免将会带有原子分子轨道的信息,同时再散射电子与核的碰撞过程也会留下核或原子实的结构以及散射过程自身等信息,如果能从中提取出振幅或者相位信息,原则上来说就可以观测甚至操控亚飞秒到阿秒时间尺度上的电子动力学.强场光电子全息(strong field photoelectron holography)就是这样的一种技术^[13].上述经过核的再散射作用的电子轨迹如果与直接电离电子轨迹具有相同末态,那么它们可以发生干涉,干涉结构就体现在最终的光电子谱上^[14].这样的图景类似光学中的全息概念.对应于受到核前向散射

或者背向散射的光电子轨迹,在最终的动量谱中都有对应的干涉结构出现^[15,16].分析强场光电子全息形成的光电子动量谱,可提取很多关于原子分子结构以及动力学信息,如隧穿电子波包的相位信息^[17]、分子轨道的结构信息^[18]、分子轨道电子动力学信息^[19]、分子轨道的宇称等^[20],同时强场光电子全息也可以对隧穿电离过程信息进行提取,比如隧穿时间、回碰时间以及光电子初始动量等^[21,22],强场光电子全息也可以用来研究非偶极电离相关问题以及用来重构激光电场等^[23].由此可以看出,强场光电子全息作为一种从电子波包干涉角度来诠释的技术,对于研究原子分子中的超快电子过程有着得天独厚的优势.

本文将介绍前向强场光电子全息的基本物理理论,尤其关注最近发展的一致性库仑 glory 再散射理论.这一理论对于定量解释光电子动量谱干涉条纹结构具有重要的作用.作为潜在的应用,介绍利用强场光电子全息再散射时间快门对超短光脉冲进行时间重构的方法,这对于超快物理过程的表征具有显著的意义.

2 基本理论图像

2.1 强场光电子全息的基本物理图像

强激光场隧穿电离过程中,电子波包首先通过被外场压低的库仑势而形成的势垒隧穿出来,此时光电子离母核有一段距离.接下来,光电子在核的库仑势以及外电磁场的共同作用下做振荡运动,振荡电子接下来有可能在运动中返回原子核并受到核的散射作用并最终到达探测器上,或者光电子也可能直接运动出去并被探测器接受.这样的两种光电子轨迹可能发生干涉,类似于光学中的全息概念,并且在最终的光电子动量谱中留下可探测的干涉结构^[24,25].通过研究光电子动量谱中的全息干涉结构,可以对强场超快电离过程中的时空信息进行研究.

一般来说,在强场光电子全息干涉的研究中,可以将光电子波函数写成直接电离与再散射波函数的叠加形式:

$$\psi = \psi_{\text{sig}} + \psi_{\text{ref}}. \quad (1)$$

为了给出直接波和信号波的具体形式,可以从第一性原理出发,回到原子在强激光场中的薛定谔方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = H(t) \psi. \quad (2)$$

可以利用时间演化算符 $U(t, 0) = \mathcal{T} e^{-i \int_0^t H(t') dt'}$ 将 (2) 式的偏微分方程写成如下形式: $\psi(t) = U(t, 0) \psi(0)$. 其中 \mathcal{T} 表示时序算符 (time-ordering operator), $H(t) = \mathbf{p}^2/2 + V_0 + H_1$ 是体系的哈密顿量, V_0 表示库仑势, $H_1 = \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A}^2/2$ 是速度规范下的相互作用哈密顿量. 记 $U_0 = e^{-i \int_0^t H_0 dt'}$ 表示对应原子哈密顿量 $H_0 = \mathbf{p}^2/2 + V_0$ 的时间演化算符, 以及自由电子在电磁场中运动的所谓 Volkov 演化算符: $U_V = e^{-i \int_0^t [\mathbf{p} + \mathbf{A}(t')]^2 dt'}$, 积分下标“0”表示某一初始时间. 利用 Dyson 展开式, 可以将总的时间演化算符写成如下形式:

$$U(t, 0) = U_0(t, 0) - i \int_0^t dt_0 U(t, t_0) H_1 U_0(t_0, 0),$$

$$U(t, t_0) = U_V(t, t_0) - i \int_{t_0}^t dt_r U_V(t, t_r) V_0 U(t_r, t_0). \quad (3)$$

将 (3) 式中的关系式代入方程 (2), 那么总的电子波函数可以写为

$$\begin{aligned} \psi(t) &= U_0(t, 0) \psi(0) - i \int_0^t dt_0 U(t, t_0) H_1 U_0(t_0, 0) \psi(0) \\ &= U_0(t, 0) \psi(0) - i \int_0^t dt_0 U_V(t, t_0) H_1(t_0) U_0(t_0, 0) \\ &\quad \times \psi(t_0) - \int_{t_0}^t \int_0^t dt_r dt_0 U_V(t, t_r) V_0(t_r) \\ &\quad \times U(t_r, t_0) H_1(t_0) U_0(t_0, 0) \psi(0), \end{aligned} \quad (4)$$

式中, 右边第一项表示仍然处于基态的波函数部分, 在这里并不重要; 第二项表示参考波; 最后一项代表受到核的再散射波函数部分; t_0 表示隧穿时间; t_r 表示回碰时刻.

在此基础上, 可以给出最终光电子的末态动量分布:

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}} &= -i \int_0^t dt_0 \langle \mathbf{p} | U_V(t, t_0) H_1(t_0) U_0(t_0, 0) | \psi(0) \rangle \\ &\quad - \int_{t_0}^t \int_0^t dt_r dt_0 \langle \mathbf{p} | U_V(t, t_r) V_0(t_r) U(t_r, t_0) \\ &\quad \times H_1(t_0) U_0(t_0, 0) | \psi(0) \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

为了进一步给出符合物理直觉的理论形式, 考虑这里的研究中外场的强度在离核较远处远大于库仑势, 使用强场近似手段 (strong field approximation, SFA), 将 (5) 式中的演化算符 $U(t_r, t_0)$ 用

Volkov 算符 $U_V(t_r, t_0) = e^{-i \int_{t_0}^{t_r} [\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau)]^2 d\tau}$ 来替换, 那么散射振幅可以简化如下:

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}} &= -i \int_0^t dt_0 e^{-i \int_{t_0}^t d\tau [\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau)]^2} \langle \mathbf{p} | H_1(t_0) | \psi_0 \rangle e^{i I_p t_0} \\ &\quad - \int_{t_0}^t dt_r \int_0^t dt_0 \int d\mathbf{k} e^{-i \int_{t_r}^t d\tau [\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau)]^2} \langle \mathbf{p} | V_0(t_r) | \mathbf{k} \rangle \\ &\quad \times e^{-i \int_{t_0}^{t_r} d\tau [\mathbf{k} + \mathbf{A}(\tau)]^2} \langle \mathbf{k} | H_1(t_0) | \psi_0 \rangle e^{i I_p t_0}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 I_p 表示原子的电离能.

考虑到我们的问题主要涉及量子轨迹的相位, 略去包括偶极跃迁项等变化缓慢的系数项, 就可以给出如下将散射振幅写成参考波与再散射波干涉的形式:

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}} &\sim -i \int_0^t dt_0 e^{-i S_{\text{ref}}(t, t_0)} \\ &\quad - \int_{t_0}^t dt_r \int_0^t dt_0 \int d\mathbf{k} e^{-i S_{\text{sig}}(t, t_r)}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中的相位分别为

$$S_{\text{ref}} = \frac{1}{2} \int_{t_0}^t d\tau [\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau)]^2 - I_p t_0, \quad (8)$$

以及

$$S_{\text{sig}} = \frac{1}{2} \int_{t_r}^t d\tau [\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau)]^2 + \frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_r} d\tau [\mathbf{k} + \mathbf{A}(\tau)]^2 - I_p t_0. \quad (9)$$

给出了参考波和信号波的相位, 理论上就可以计算最终光电子动量谱中的全息干涉结构, 如图 1 所示. 可以看到, 前向全息干涉结构最明显的表现为类似于蜘蛛腿的干涉结构.

从图 1 可以看出, 对于小的纵向动量 (沿激光极化方向动量), 强场近似理论高估了干涉极大的位移, 这主要是库仑势带来的效果. 要对强场电离过程中的库仑势做完备的定量处理, 需要引入所谓的 glory 散射概念来处理所谓的库仑奇点.

2.2 强场电离中的库仑 glory 奇点效应

2.2.1 glory 散射基本概念

在经典散射实验中, 动能为 E_k 的一束粒子流以入射垂直距离为 x 进入散射势中受到散射作用, 记最终粒子的散射角为 $\Theta = \Theta(x)$. 一般来说, 形式上散射截面可以写为如下形式:

$$\sigma(\Theta) \propto \frac{x}{\sin \Theta} \left(\frac{d\Theta}{dx} \right)^{-1}. \quad (10)$$

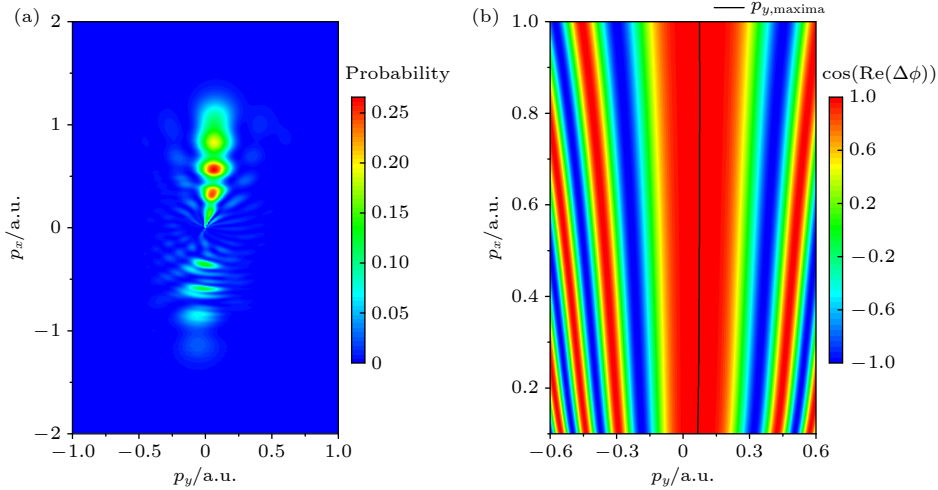


图 1 正交双色场中极化平面内强场光电子全息动量谱 ($p_z = 0$) (a) 含时薛定谔方程计算结果; (b) 强场近似计算结果, 黑线表示强场近似计算的干涉极大位置^[23]

Fig. 1. Strong field photoelectron holography in laser polarization plane ($p_z = 0$) with an OTC field calculated by TDSE (a) and SFA (b). Black solid line in panel (b) is the interference maxima estimated by SFA^[23].

从 (10) 式可以看出, 当 x 为有限值而 $\sin \Theta = 0$, $\Theta = 0, \pi$ 时, 散射界面发散. 这样的现象称为前向 ($\Theta = 0$) 或者背向 ($\Theta = \pi$) glory 散射. 在自然界中, 在高峰上的游人向下观察自己在下面云层上的投影时, 会在影子周围发现一圈光晕, 这就是由于太阳光与云层中的小水滴作用发生的背向 glory 现象. 在本文的描述中, 将导致散射界面发散的轴向奇点效应称为 glory 效应. 使用量子散射理论, 通常会发现 glory 角附近散射截面呈现贝塞尔函数的平方形式^[26]. 在强场隧穿电离过程中, 隧穿出来的电子初始离核有一定距离, 接下来将在库仑势与外场中运动, 这一过程与外场辅助的点源散射相似. 如果记初始与极化方向发射角为 α , 最终的出射角为 θ . 可以看到在点源散射中, 在发射角 $\alpha_g \neq 0, \neq \pi$ 的情况下有 $\theta = 0$. 而在点源散射情况下散射截面形式上可以写为 $\sigma(\theta) \sim \left| \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \left(\frac{d\theta}{d\alpha} \right)^{-1} \right|^2$. 上述情况就对应点源散射的 glory 散射现象. 因此, 在强场隧穿电离过程中, 必须考虑 glory 奇点效应.

2.2.2 一致性 glory 散射理论 (uniform glory rescattering theory, UGRT)

为严格起见, 这里不使用强场近似, 从第一性原理公式 (4) 出发^[27], 舍弃仍然处于基态的项, 那么光电子波函数可以写为

$$\psi(t) = -i \int_0^t dt_0 U(t, t_0) H_1 U_0(t_0, 0) \psi(0), \quad (11)$$

那么最终的散射振幅为

$$M_{\mathbf{p}} = -i \int_0^t dt_0 \langle \mathbf{p} | U(t, t_0) H_1 U_0(t_0, 0) | \psi(0) \rangle. \quad (12)$$

在 (12) 式中插入完备性关系式 $\int d\mathbf{p}_0 |\mathbf{p}_0\rangle \langle \mathbf{p}_0| = 1$, 可以得到:

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}} &= -i \int dt_0 \int d\mathbf{p}_0 \langle \mathbf{p} | U(t, t_0) | \mathbf{p}_0 \rangle \langle \mathbf{p}_0 | H_1 e^{i\mathbf{p}_0 t_0} | \psi_0 \rangle \\ &= -i \iint dt_0 d\mathbf{p}_0 G(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) \mathcal{D}(\mathbf{p}_0, t_0) e^{i\mathbf{p}_0 t_0}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $G(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) = \langle \mathbf{p} | U(t, t_0) | \mathbf{p}_0 \rangle$ 表示动量空间的传播子, $\mathcal{D}(\mathbf{p}_0, t_0) = \langle \mathbf{p}_0 | H_1 | \psi_0 \rangle$ 表示偶极跃迁项. 对完整的传播子 $G(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0)$ 采用半经典近似^[28,29], 可以得到如下表达式:

$$G(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) \approx F(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) e^{iS(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0)}, \quad (14)$$

其中系数 $F(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) = \left[\frac{1}{(i2\pi)^3} \det \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \mathbf{p}_0 \partial \mathbf{p}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$, 而半经典相位形式上可以写成:

$$S(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) = \int_{t_0}^{t_f} (-\mathbf{r}(t) \cdot \dot{\mathbf{p}}(t) - H) dt. \quad (15)$$

将传播子做半经典近似以后, 设 z 方向为激光的极化方向, 不考虑激光场原子相互作用的非偶极效应, 那么研究的系统关于 z 轴具有旋转对称性, 将 (14) 式代入散射振幅表达式 (13), 并且将积分在柱坐标系下写出, 可得:

$$M_{\mathbf{p}} \approx \iiint dt_0 dp_{\rho 0} dp_{z 0} d\phi p_{\rho 0} F \mathcal{D} \cdot e^{iA(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0)}, \quad (16)$$

其中 $A(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) = S(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_0, t_0) + I_p t_0$. 对变量 $t_0, p_{\rho 0}, p_{z 0}$ 应用鞍点近似, 考虑到经典哈密顿力学, 分别得到对应的鞍点方程:

$$\begin{cases} \mathbf{r}(t_s) \cdot \dot{\mathbf{p}}(t_s) + H(t_s) + I_p = 0, \\ z(t_s) = 0, \\ \boldsymbol{\rho}_s \cdot \mathbf{p}_{\rho s} = 0, \end{cases} \quad (17)$$

式中第一项可以给出鞍点对应的复时间 t_s , 通常 t_s 在上半复平面, 因此通常选择的积分路径从 $t_s = t_0 + it_i$ 垂直向下到达实轴 t_0 时刻, 然后沿着实轴演化到脉冲结束 $t_0 \rightarrow t_f$. (17) 式后两项对隧穿初始的位置以及动量做了相应的限制. 不对角度 ϕ 做鞍点近似的原因是在某些情况下, 如这里考虑的 glory 奇异情况, 系数项相对于相位变化并不缓慢, 因此不能适用鞍点近似的条件. 对 $t_0, p_{\rho 0}, p_{z 0}$ 做鞍点近似后, (16) 式可以写为

$$M_{\mathbf{p}} \approx \int d\phi p_{\rho s} \left[\frac{(i2\pi)^3}{\det \left(\frac{\partial^2 A}{\partial(t_0, p_{\rho 0}, p_{z 0})} \Big|_s \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \times F_s \mathcal{D}_s \cdot e^{iA_s(\mathbf{p}, t_f; \mathbf{p}_s, t_s)}, \quad (18)$$

(17) 式和 (18) 式中下标 s 均表示在鞍点处取值. 接下来, 适用一致性近似对积分变量 ϕ 进行变换^[30,31]: $\phi = 0 \leftrightarrow \varphi = 0, \phi = \pi \leftrightarrow \varphi = \pi$, 并且

$$A_s(\phi) = \bar{A}_s(\varphi) = A_0 + A_1 \cos \varphi, \quad (19)$$

其中 A_0 表示 $\phi = 0$ 和 $\phi = \pi$ 的两条半经典光电子轨迹的相位平均值, A_1 表示 $\phi = 0$ 和 $\phi = \pi$ 的两条半经典光电子轨迹的相位差的一半. 经过对上面的积分进行变量替换以及一系列推导, 散射振幅 (18) 式的形式可以简化为

$$M_{\mathbf{p}} \approx \int_0^{2\pi} d\varphi C(\varphi) e^{i(A_0 + A_1 \cos \varphi)}. \quad (20)$$

指数因子 $C(\varphi)$ 形式上表达为

$$C(\varphi) \propto \frac{D_s}{\sqrt{\frac{\partial^2 A}{\partial t} \Big|_s}} (A_1 \cos \varphi)^{\frac{1}{2}} \frac{p_{\rho s}}{p_{\rho f}} \det \left[\frac{\partial(p_{\rho s}, p_{z s})}{\partial(p_{\rho f}, p_{z f})} \right], \quad (21)$$

其中 $\frac{p_{\rho s}}{p_{\rho f}} \det \left[\frac{\partial(p_{\rho s}, p_{z s})}{\partial(p_{\rho f}, p_{z f})} \right]$ 表示初始相空间体积与末态相空间体积之比, 在数值计算过程中通过差分方

法给出这一项. 按照 Berry 一致性近似的思想, 接下来对指数系数 $C(\varphi)$ 做如下近似:

$$C(\varphi) \approx \frac{1}{2}[C(0) + C(\pi)] + \frac{1}{2}[C(0) - C(\pi)] \cos \varphi. \quad (22)$$

那么散射振幅可以进一步简化为

$$\begin{aligned} M_{\mathbf{p}} &\approx \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi [(C(0) + C(\pi)) + (C(0) \\ &\quad - C(\pi)) \cos \varphi] e^{i(A_0 + A_1 \cos \varphi)} \\ &= \frac{1}{2}(C(0) + C(\pi)) J_0(A_1) \\ &\quad - \frac{1}{2}(C(0) - C(\pi)) J_1(A_1), \end{aligned} \quad (23)$$

其中 J_0, J_1 为第一类贝塞尔函数.

通过以上推导可以很明显地看出, 初始值不同的无数条半经典光电子轨迹可以对同一个末态动量有贡献, 无数条轨迹干涉带来的效果最终会反映在光电子动量谱上. 之前的一般认知都是将光电子全息解释为直接电离轨迹和前向散射两条量子轨迹的干涉, 2.1 节的讨论也是如此. 但是, 从这一部分的理论可以看出, 光电子全息的双轨迹诠释是不完整的, 在实际的物理过程中, 每一个末态动量都有无数条光电子轨迹会做出贡献: 考虑一个特殊情况, 在末态横向动量为零的情况下 ($\mathbf{p}_g = (p_x = 0, p_y = 0, p_z \neq 0)$), 由于系统关于 z 轴的旋转对称性, 参考库仑势中的点源散射, 一定存在无数个不为零的初始横向动量 $p_{\perp 0} = \sqrt{p_{x0}^2 + p_{y0}^2}$, 它们的末态动量都为 \mathbf{p}_g . 如图 2 所示, 这种无数条轨迹的贡献形成了轴向的奇异结构 (caustic), 导致光电子动量谱中前向散射角为零附近的干涉条纹得到加强.

3 结果与应用

3.1 光电子全息干涉条纹的库仑 glory 增强

3.1.1 前向散射角为零 ($p_{\perp} = 0$) 附近干涉结构

从 2.2.2 节的理论推导出发, 当末态横向动量 (垂直于激光极化方向) 靠近零时, 对应 $\varphi = 0$ 与 $\varphi = \pi$ 的两条半经典轨迹完全对称, 因此有关系式 $C(0) = C(\pi)$, 代入到 (23) 式可以看出散射振幅 $M_{\mathbf{p}} \propto J_0(A_1)$. 为了给出一个简单的相位差表达式 A_1 , 可以从强场近似里的直接电离轨迹与再散射轨迹的相位差给出一个近似表达式. 考虑到关于

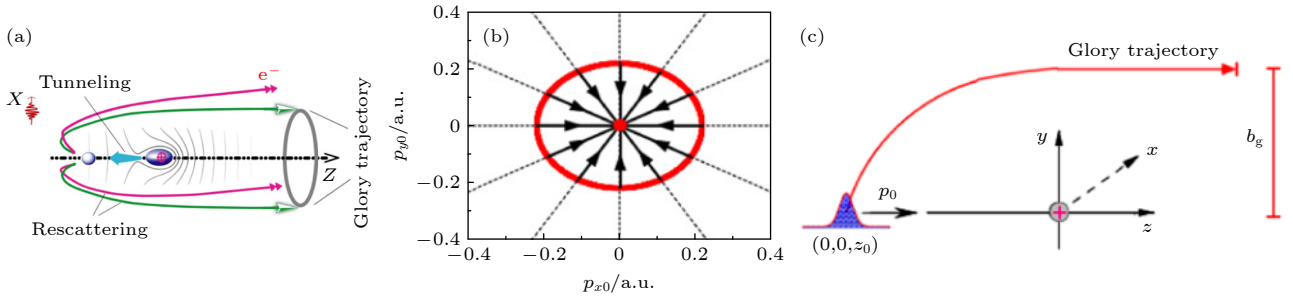


图 2 (a) glory 轨迹示意图; (b) 对应同一个末态动量的初始轨迹横向动量分布; (c) 离核距离 z_0 的高斯波包散射, glory 轨迹最终与 z 轴距离为 b_g [32]

Fig. 2. (a) Glory trajectories; (b) initial transverse momentum distribution corresponding to the same final photoelectron momentum; (c) scattering of a Gaussian wavepacket with a z_0 distance from the center, the distance of the glory orbit to the z axis is b_g [32].

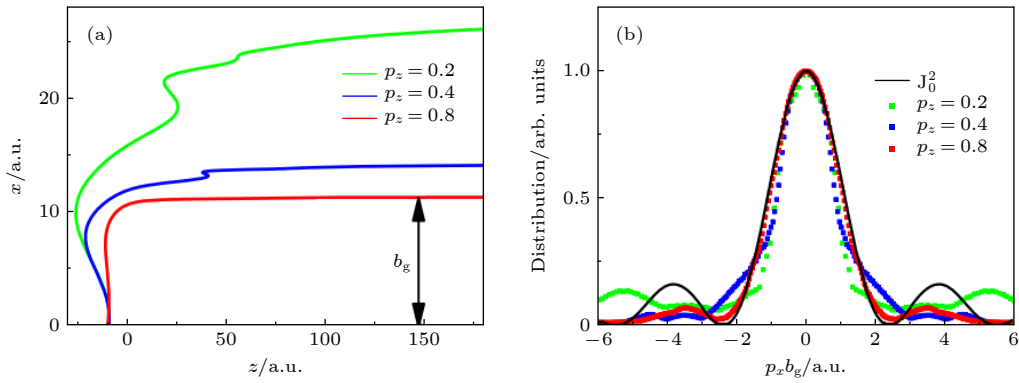


图 3 (a) 对应 $p_z = 0.2, 0.4, 0.8$ 的 glory 轨迹; (b) 对应 $p_z = 0.2, 0.4, 0.8$ 的横向动量分布. 黑线表示零阶贝塞尔函数平方结果 [32]

Fig. 3. (a) The glory trajectories with $p_z = 0.2, 0.4, 0.8$; (b) the transverse momentum distribution when $p_z = 0.2, 0.4, 0.8$. Black line is the zero-order Bessel function [32].

z 轴旋转对称的线极化光的情况, 从 (7) 式和 (8) 式出发, 通过计算可以得到 $\Delta S = \frac{1}{2} p_{\perp}^2 (t_r - t_0)$. 考虑到这里只考虑偏离前向 $p_{\perp} = 0$ 很小的距离 $\delta p_{\perp} = p_{\perp} - 0$, 对 ΔS 求一次导可得 $\delta S = \delta p_{\perp} p_{\perp} (t_r - t_0) \sim p_{\perp} \cdot b_g$, b_g 可以看成是前向散射轨迹与极化方向之间的垂直距离 (如图 2(c) 所示). 那么对应到 $\varphi = 0$ 与 $\varphi = \pi$ 的两条轨迹的相位差就是 $2p_{\perp} b_g$. 因此, 从这个简单的观察在前向散射角零附近时给出了 A_1 的一个简单表达:

$$A_1 \approx p_{\perp} b_g. \quad (24)$$

从而在前向很小的范围内, 光电子动量谱分布可以用 $|M_p|^2 \approx J_0^2(p_{\perp} b_g)$ 来表示. 在图 3 中, 使用一束波长 800 nm, 光强 87 TW/cm², 极化方向为 z 的线极化光电离氢原子基态, 其中图 3(a) 给出了分别对应三个不同末态动量 $p_z = 0.2, 0.4, 0.8$, $p_{\perp} = 0$ 时的光电子轨迹, 使用 shooting 方法可以给出每条轨迹的 b_g [30]. 在图 3(b) 中, 将计算得到的 b_g 代入理论结果 $|M_p|^2 \approx J_0^2(p_{\perp} b_g)$ 中, 与含时薛定谔方程

的结果 (图 3(b) 颜色点) 做对比, 可以看出两者符合得很好, 验证了本文理论的正确性.

3.1.2 前向散射角不为零 ($p_{\perp} \neq 0$) 附近干涉结构

当考虑偏离前向散射较大角度的时候, 3.1.1 节的结论就不适用了 [25]. 由于失去了旋转对称性, 需要同时考虑零阶以及一阶贝塞尔函数的影响. 为了计算 $C(\varphi)$ 以及 A_1 , 这里给定一个末态动量, 然后通过 shooting 方法来给出对应的初态, 知道了初态以后, 就可以通过求解经典方程给出光电子轨迹, 同时也可以给出轨迹的参数以及相位. 严格来说, 需要求解鞍点方程 (17) 来给出初始光电子位置以及动量. 研究计算发现, 这个计算方程可以简化. 通常来说, 从复时间 t_s 到实轴上的时刻 t_0 这一演化过程可以不考虑库仑势的作用, 因此, 为了给出初始时间, 可以通过求解鞍点方程:

$$\frac{[p_0 + \mathbf{A}(t_s)]^2}{2} + I_p = 0 \quad (25)$$

来给出, 其中 \mathbf{p}_0 为待定的初始值, $\mathbf{A}(t)$ 为激光场的矢量. 给出 $t_s = t_0 + it_i$ 后, 光电子的初始位置和速度分别为

$$\begin{cases} \mathbf{r}_0 = \text{Re} \int_{t_s}^{t_0} \mathbf{A}(t) dt, \\ \mathbf{v}_0 = \mathbf{p}_0 + \mathbf{A}(t_0). \end{cases}$$

接下来电子的运动通过经典牛顿方程进行演化, 相位可以通过 (15) 式同时进行计算.

图 4 给出了激光波长为 1200 nm, 强度为 8.7×10^{13} W/cm² 条件下氢原子电离的相关光电子轨迹. 计算结果显示, 在库仑势以及外场的共同作用下, 对应同一个末态有无数条轨迹有贡献. 图 4(a) 和图 4(b) 给出了末态动量为 $\mathbf{p}_f = (0.12, 0, 0.66)$ 时对应的 8 条光电子轨迹. 图 4(a) 表示轨迹位置的变化, 这些轨迹末态动量相同, 因而最终相互平行. 图 4(b) 表示这些轨迹对应的动量变化, 从黑色环上初始值出发最终收敛到一个点上, 表明产生了 glory 奇异效应. 图 4(c) 和图 4(d) 给出了对应同一个末态动量的垂直于极化方向的位置 (图 4(c)) 以及动量 (图 4(d)) 分布, 进一步验证了本文的理论

结果: 对于同一个末态, 有无数个初态与之对应.

图 5 给出了理论结果与实验研究的对比. 实验中, 使用波长为 7000 nm, 光强为 7×10^{11} W/cm² 的激光脉冲电离氙原子 6s 亚稳态, 给出的光电子动量谱具备光电子全息动量谱的蜘蛛腿结构. 利用 UGRT 理论计算给出了干涉结构的极小 (图 5(a)) 和极大 (图 5(b)) 的位置, GRT 理论对应只考虑零阶贝塞尔函数的情况. 库仑修正的强场近似理论 CCSFA 计算过程中只考虑两条轨迹干涉的情形, 可以发现其结果与实验差距非常大. GRT 理论在散射角为零附近符合得比较好, 这与上面的理论讨论一致. 当散射角较大时, 只描述前向小角度范围的 GRT 理论已经不能很好地描述实验: GRT 理论与 UGRT 理论预测的第一阶暗条纹位置基本一致, 与实验也符合得很好. 当条纹阶数上升时, UGRT 理论仍然能很好地符合实验结果, 而 GRT 理论则偏差较大. 实验结果验证了必须考虑无穷轨迹干涉的一致性 glory 再散射理论, 对于强场光电子全息中库仑势的作用给出了进一步的解释.

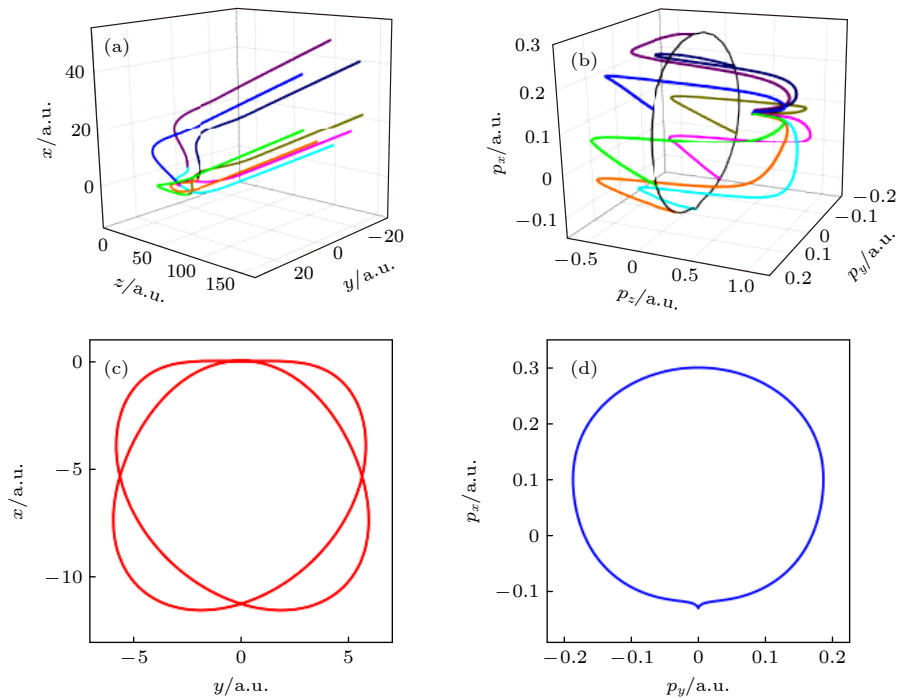


图 4 (a) 坐标空间以及 (b) 动量空间中对应同一个动量末态 $\mathbf{p}_f = (0.12, 0, 0.66)$ 的 8 条光电子轨迹. 对应同一个动量末态 \mathbf{p}_f 的初始 (c) 横向坐标以及 (d) 动量分布^[27]

Fig. 4. The photoelectron trajectories in (a) coordinate and (b) momentum spaces corresponding to the same final momentum $\mathbf{p}_f = (0.12, 0, 0.66)$. The initial (c) transverse coordinates and (d) momenta distribution corresponding to the same final momentum \mathbf{p}_f ^[27].

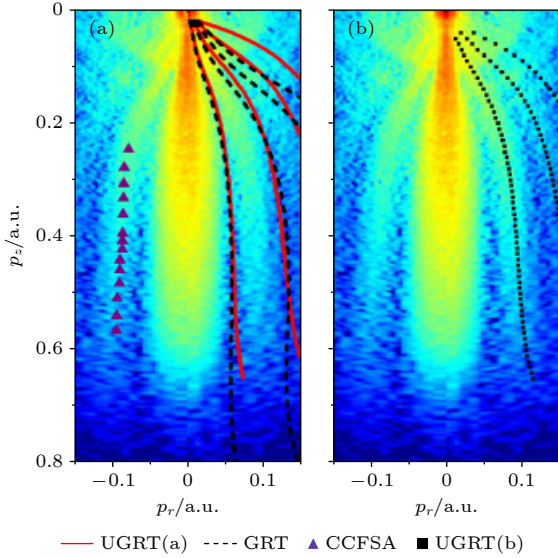


图 5 中红外激光电离氙原子亚稳态光电子动量分布^[13] (a) 红色实线为 UGRT 给出的干涉极小, 黑色虚线为 GRT 给出的干涉极小; (b) 黑色方块为 UGRT 给出的干涉极大^[27] Fig. 5. The momentum distribution of metastable Xe ionized by mid-IR laser field^[13]: (a) Red solid line is the interference minima given by UGRT. black dashed line the minima given by GRT; (b) black squares are the interference maxima given by UGRT^[27].

3.2 正交双色场中的光电子全息

3.2.1 正交双色场中的光电子全息中心亮条纹偏移量

光场较强、用来电离原子的极化方向为 x 方向, 光强较弱的待观测激光脉冲极化方向为 y 或 z 方向 (矢势 \mathbf{A}_L). 第 3 节主要讨论了强场电离光电子能谱干涉条纹的形状以及各条纹的相对位置, 本节主要关注干涉条纹的整体移动. 研究表明, 当末态动量 p_x 较大, 接近直接电离的极限值 $2\sqrt{U_p}$ 的时候, 干涉条纹的整体移动可以使用强场近似理论很好地描述. 因此, 从相位公式 (8) 式和 (9) 式出发, 可以给出直接电离与再散射轨迹的相位差为

$$\Delta S = \frac{1}{2} \int_{t_0^{\text{ref}}}^{t_r} d\tau (\mathbf{p} + \mathbf{A}(\tau))^2 - \frac{1}{2} \int_{t_0^{\text{R}}}^{t_r} d\tau (\mathbf{k} + \mathbf{A}(\tau))^2 + I_p(t_0^{\text{R}} - t_0^{\text{ref}}), \quad (26)$$

其中 t_0^{ref} 表示参考波的隧穿时刻, t_0^{R} 表示再散射波/信号波的隧穿时刻. 研究表明, 垂直方向的弱光对于隧穿以及返回时间的计算影响很小^[21]. 同时, 对于前向散射最终横向动量 \mathbf{p}_\perp 较小的末态, 研究表明有如下关系式成立: $t_0^{\text{R}} \approx t_0^{\text{ref}}$, $k_x \approx p_x$, $\text{Im}(t_r) \approx 0$.

有这些条件, 加上分别对应参考波以及散射波的鞍点方程, 可以将对应前向小角度范围内的相位差简化如下:

$$\begin{aligned} \Delta S &\approx \int_{t_0^{\text{ref}}}^{t_0^{\text{R}}} \left(\frac{1}{2} (p_x + A_x(\tau))^2 + I_p \right) d\tau \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_{t_0^{\text{ref}}}^{t_r} ((\mathbf{p}_\perp + \mathbf{A}_\perp(\tau))^2 - (\mathbf{k}_\perp + \mathbf{A}_\perp(\tau))^2) d\tau \\ &= \frac{1}{2} \int_{t_0^{\text{ref}}}^{t_r} (\mathbf{p}_\perp^2 - \mathbf{k}_\perp^2 + 2\mathbf{p}_\perp \cdot \mathbf{A}_\perp(\tau) - 2\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{A}_\perp(\tau)) d\tau \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{p}_\perp^2 - \mathbf{k}_\perp^2) (t_r - t_0^{\text{ref}}) + (\mathbf{p}_\perp - \mathbf{k}_\perp) \cdot \int_{t_0^{\text{ref}}}^{t_r} \mathbf{A}_\perp(\tau) d\tau \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{p}_\perp^2 - \mathbf{k}_\perp^2) (t_r - t_0^{\text{ref}}) + (\mathbf{p}_\perp - \mathbf{k}_\perp) \cdot (-\mathbf{k}_\perp) (t_r - t_0^{\text{ref}}) \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{p}_\perp - \mathbf{k}_\perp)^2 (t_r - t_0^{\text{ref}}), \end{aligned} \quad (27)$$

其中 $\mathbf{k}_\perp = -\frac{1}{t_r - t_0} \int_{t_0}^{t_r} \mathbf{A}_L(t) dt$, 表明在弱光方向也发生了光电子的返回现象. 因此, 考虑到前向小角度范围内的库仑 glory 奇异效应, 在这个范围内光电子的分布为

$$f(p_\perp) \sim J_0^2 \left[b_g \sqrt{(p_y - p_{y,L})^2 + (p_z - p_{z,L})^2} \right]. \quad (28)$$

可以发现, 光电子全息动量谱干涉结构整体偏移量为

$$\mathbf{p}_L = \text{Re}(\mathbf{k}_\perp). \quad (29)$$

图 6 中, 极化 x 方向的强光波长为 800 nm, 光强为 $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 极化 y 方向的弱光波长为 1600 nm, 光强为 $2.4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 强光与弱光之间的时间延迟为零 ($\Delta\tau = 0$). 图 6 给出了不同末态 (p_x 值) 时沿弱光方向横向动量的分布, 与含时薛定谔方程 (TDSE) 理论计算的结果符合得很好, 尤其是 p_x 较大时.

3.2.2 光电子全息提取超短脉冲时间构型

从 3.2.1 节的讨论可知, 增加一束垂直弱光可以在参考波与信号波的相位差中引入额外的因子. 因此, 可以利用亚周期再散射过程作为时间门来对激光脉冲的时间信息进行采样. 具体操作如下: 在弱光与电离强光之间引入时间延迟 $\Delta\tau$, 那么干涉条纹的整体移动变为

$$\mathbf{p}_L(\Delta\tau) \approx \text{Re} \left\{ -\frac{1}{t_r - t_0} \int_{t_0 + \Delta\tau}^{t_r + \Delta\tau} \mathbf{A}_L(t) dt \right\}. \quad (30)$$

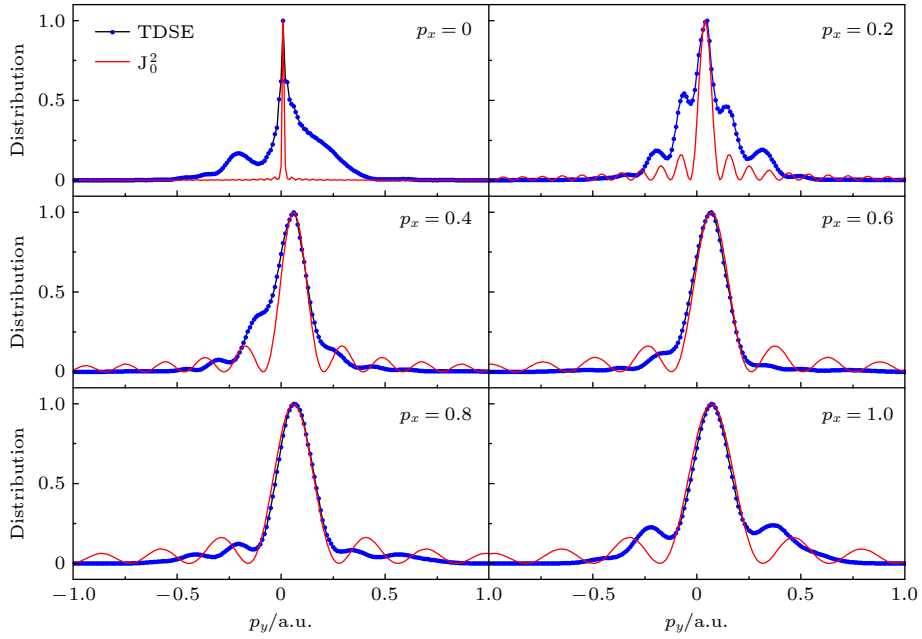


图 6 对应不同的 p_x 动量最终沿 y 方向的横向动量分布, 时间延迟为零. p_z 方向的 TDSE 结果已经积分掉了. 蓝色点线表示 TDSE 计算结果, 红色实线是零阶贝塞尔函数结果

Fig. 6. Transversal momentum distribution for different p_x with time delay $\Delta\tau = 0$. Momentum p_z direction for the TDSE results has been integrated. Blue dotted lines represent the TDSE results, red lines are fitted squared zero Bessel function.

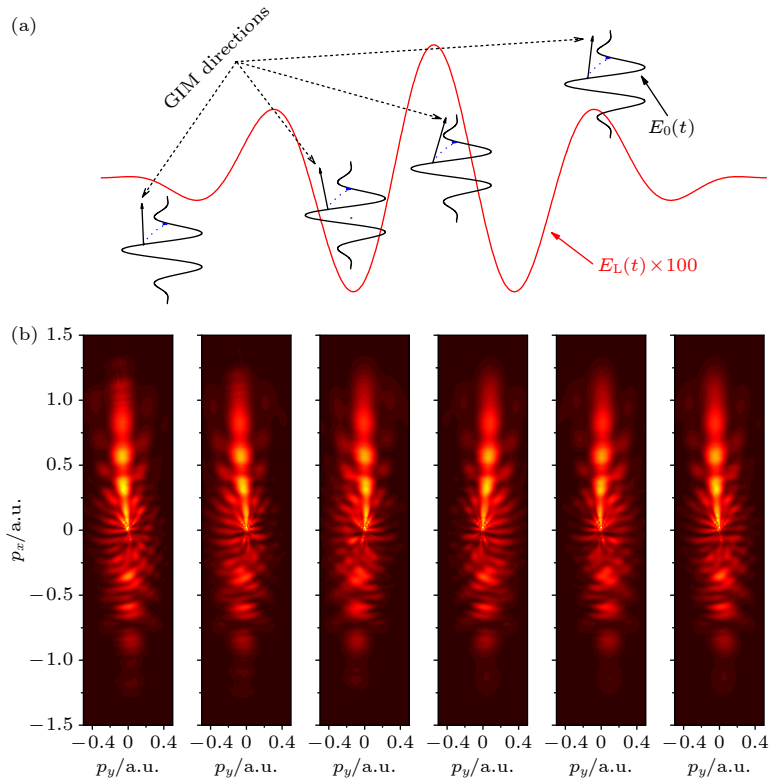


图 7 (a) 通过 glory 再散射时间快门对待测场进行时间采样示意图, 蓝色虚线表示隧穿电子的亚周期运动; (b) 不同时间延迟下 TDSE 理论模拟的光电子动量谱^[23].

Fig. 7. (a) Illustration of the sampling of a test laser field with the Coulomb glory rescattering process. Blue dashed arrows indicate the subcycle excursion of the tunneled electrons. (b) Integrated photoelectron momentum distribution simulated using the TDSE with different time delays^[23].

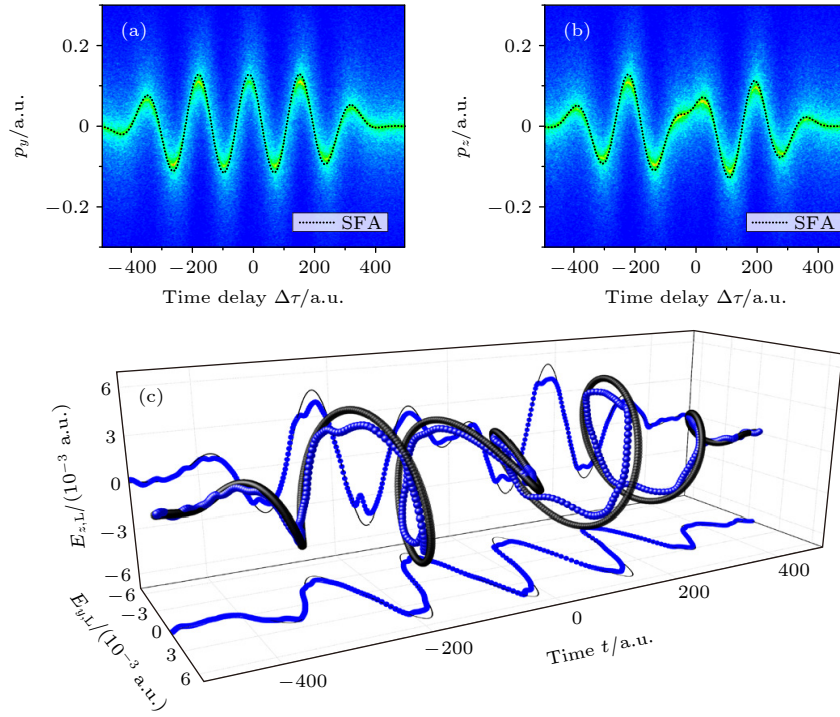


图 8 (a), (b) 待测光为椭圆率随时间变化的复杂光脉冲下的 y 与 z 方向动量分布与时间延迟的关系图; (c) 提取出的电场形状的三维展示 (蓝色球体), 结果与精确的合成波形进行了对比 (黑色球体)^[23]

Fig. 8. (a), (b) Streaking photoelectron momentum spectra for two independent polarization directions of the synthesized test laser light with time-varying ellipticity ($p_x = 0.8$); (c) three dimensional representation of the extracted electric field (blue spheres). The result is compared to the synthesized waveform (black spheres)^[23].

图 7 给出了不同时间延迟下光电子全息干涉结构的变化, 可以很明显地看出干涉第一极大随着 $\Delta\tau$ 的变化而变化。

对 (30) 式两边关于时间延迟 $\Delta\tau$ 做傅里叶变换, 可得以下关系式:

$$\tilde{p}_L(\omega) = \tilde{A}_L(\omega) \frac{a(\omega) + a^*(-\omega)}{2}, \quad (31)$$

其中

$$\tilde{A}_L(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_L(t) e^{-i\omega t} dt,$$

$$\tilde{p}_L(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p_L(\Delta\tau) e^{-i\omega \Delta\tau} d\Delta\tau$$

是各自对应的频域函数。

另外, $a(\omega) = -\int_{t_0}^{t_r} e^{i\omega t'} dt' / (t_r - t_0)$. 再变换回时间域, 那么可以得到弱光电场的时间构型为

$$E_L(t) = \frac{1}{i\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \tilde{p}_L(\omega)}{a(\omega) + a^*(-\omega)} e^{i\omega t} d\omega. \quad (32)$$

从以上的讨论可以看出, 只要变化电离强光与待观测弱光之间的时间延迟, 通过测量沿弱光极化方向光电子全息干涉结构的整体移动, 就可以提取

出待测弱光的时间构型^[23].

图 8(a) 和图 8(b) 给出了两个独立极化方向的光电子动量谱, 待测弱光电场由相对旋转的两束圆极化超短脉冲合成而成:

$$\mathbf{E}_l = \epsilon_L f_L \left(t - \frac{t_d}{2} \right) \left[\cos \left(\omega_L t + \frac{\pi}{4} \right) \hat{y} + \sin \left(\omega_L t + \frac{\pi}{4} \right) \hat{z} \right],$$

以及

$$\mathbf{E}_r = \epsilon_L f_L \left(t + \frac{t_d}{2} \right) \left[\cos \left(\omega_L t + \frac{\pi}{4} \right) \hat{y} - \sin \left(\omega_L t + \frac{\pi}{4} \right) \hat{z} \right].$$

这样一个复杂的矢量光场, 同样可以使用上述方法同时提取出两个方向的电场构型. 在频率域, 有关系式 $\tilde{p}_L(\omega) = r(\omega) \tilde{A}_L(\omega)$ 成立, 频率响应函数 $r(\omega)$ 在大部分范围内约等于一个单位, 因此本文的提取方法同样适用于用来提取波形更加复杂、频谱宽度更大的超短光脉冲的时间构型, 对于超快激光的表征具有重要的意义。

4 结 论

本文讨论了强场光电子全息的基本概念, 通过强场近似的处理手段, 给出了光电子轨迹干涉作为

其主要机制的物理图像. 进一步地, 考虑到存在无数条不同的光电子轨迹对应同一个末态动量, 参照 Berry 的一致性近似处理方法, 给出了处理所谓库仑 glory 奇异的一致性 glory 再散射理论. 这一方法从第一性原理出发, 将库仑势的作用合理地纳入理论推导中, 最后给出了与实验符合得很好的结果. 因此, 这一方法可以用来作为未来研究强场电离过程库仑作用的一个重要的基础出发点. 基于一致性 glory 再散射理论, 对比了实验结果, 得到了很好的效果. 同时, 使用库仑 glory 再散射过程做为时间快门, 用它来给超短超快光脉冲进行时间域采样, 进而提出了从实验中测量复杂形式超短脉冲时间构型的手段, 这一方法对推动超短中红外脉冲的表征具有重要的意义. 本文的研究对未来强场光电子全息的基本理论以及实验提供了可行的方向以及借鉴.

参考文献

- [1] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [2] Paulus G G, Nicklich W, Xu H, Lambropoulos P, Walther H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2851
- [3] Krause J L, Schafer K J, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3535
- [4] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [5] Krausz F 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [6] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Auge F, Balcou Ph, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [7] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann Ch, Reider G. A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [8] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y, Huppert M, Jordan I, Ardana-Lamas F, Worner H J 2017 *Opt. Express* **25** 27506
- [9] Krueer W 2019 *The Physics Of Laser Plasma Interactions* (Boca Raton: CRC Press) pp11,12
- [10] Goulielmakis E, Yakovlev V. S, Cavalieri A. L, Uiberacker M, Pervak V, Apolonski A, Kienberger R, Kleineberg U, Krausz F 2007 *Science* **317** 769
- [11] Krausz F, Stockman M I 2014 *Nature Photonics* **8** 205
- [12] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [13] Huismans Y, Rouzee A, Gijsbertsen A, Jungmann J H, Smolkowska A S, Lognan P S W M, Lepine F, Cauchy C, Zamith S, Marchenko T, Bakker J M, Berden G, Redlich B, van der Meer A F G, Muller H G, Vermin W, Schafer K J, Spanner M, Ivanov M Yu, Smirnova O, Bauer D, Popruzhenko S V, Vrakking M J J 2011 *Science* **331** 61
- [14] Haertelt M, Bian X B, Spanner M, Staudte A, Corkum P B 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 133001
- [15] Bian X B, Huismans Y, Smirnova O, Yuan K J, Vrakking M J J, Bandrauk A D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043420
- [16] Du H C, Wu H M, Wang H Q, Yue S J, Hu B T 2016 *Opt. Lett.* **41** 697
- [17] Meckel M, Staudte A, Patchkovskii S, Villeneuve D M, Corkum P B, Dorner R, Spanner M 2014 *Nat. Phys.* **10** 594
- [18] Wiese J, Onvlee J, Trippel S, Küpper J 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 013089
- [19] He M, Li Y, Zhou Y M, Li M, Cao W, Lu P X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133204
- [20] Kang H P, Maxwell A S, Trabert D, Lai X Y, Eckart S, Kunitski M, Schoffler M, Jahnke T, Bian X B, Dorner R, de Morisson Faria C F 2020 *Phys. Rev. A* **102** 013109
- [21] Tan J, Zhou Y M, He M R, Chen Y B, Ke Q H, Liang J T, Zhu X S, Li M, Lu P X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 253203
- [22] Li M, Xie H, Cao W, Luo S Q, Tan J, Feng Y D, Du B J, Zhang W Y, Li Y, Zhang Q B, Lan P F, Zhou Y M, Lu P X 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 183202
- [23] Tao J F, Cai J, Xia Q Z, Liu J 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043416
- [24] Willenberg B, Maurer J, Mayer B W, Keller U 2019 *Nat. Commun.* **10** 5548
- [25] Tao J F, Xia Q Z, Cai J, Fu L B, Liu J 2017 *Phys. Rev. A* **95** 011402
- [26] Ford K W, Wheeler J A 1959 *Ann. Phys.* **7** 259
- [27] Liao L G, Xia Q Z, Cai J, Liu J 2022 *Phys. Rev. A* **105** 053115
- [28] Milosevic D B 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023413
- [29] Gutzwiller M C 1967 *J. Math. Phys.* **8** 1979
- [30] Berry M V 1969 *Sci. Prog.* **57** 43
- [31] Berry M V 1969 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **2** 381
- [32] Xia Q Z, Tao J F, Cai J, Fu L B, Liu J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 143201

SPECIAL TOPIC—Attosecond physics

Theory and application of photoelectron trajectory interference holography for atomic ionization in intense laser field*

Tao Jian-Fei¹⁾ Xia Qin-Zhi²⁾ Liao Lin-Gu³⁾

Liu Jie^{4)†} Liu Xiao-Jing^{1)‡}

1) (*Center for Transformative Science, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

3) (*School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

4) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100193, China*)

(Received 30 June 2022; revised manuscript received 25 July 2022)

Abstract

The rescattering scenario that the ionized photoelectron is guided back to the vicinity of the atomic core under an oscillating laser field is the key to understanding strong field processes. Strong field photoelectron holography, which stems from the interference of direct and rescattering waves, has great potential applications in studying strong field physics and detecting ultrafast electron dynamics. The article develops the underlying quantum orbits interference picture. By including Coulomb potential, the uniform glory rescattering theory is introduced, which gives reasonably quantitative results in accord with time-dependent Schrödinger equation and experimental results. And reconstructing the ultrashort light pulses in the time domain with the Coulomb glory temporal gate is also studied. Deepening the understanding of strong field photoelectron holography will lead to further enlightening in ultrafast physics and contribute to future applications.

Keywords: tunneling ionization, strong field holography, Coulomb glory effect, two-color laser field

PACS: 32.80.Rm, 42.50.Hz, 33.80.Rv

DOI: 10.7498/aps.71.20221296

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11574020, 11775030, 11974057) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1930403).

† Corresponding author. E-mail: jliu@giscaep.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: liuxj@shanghaitech.edu.cn



强激光场原子电离光电子轨迹干涉全息理论及应用

陶建飞 夏勤智 廖临谷 刘杰 刘小井

Theory and application of photoelectron trajectory interference holography for atomic ionization in intense laser field

Tao Jian-Fei Xia Qin-Zhi Liao Lin-Gu Liu Jie Liu Xiao-Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 233206 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221296

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221296>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

反向旋转双色椭圆场中原子隧穿电离电子的全息干涉

Photoelectron holography in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized laser field

物理学报. 2022, 71(9): 093202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212226>

高频激光脉宽对原子光电子发射谱的影响

Pulse duration effect on photoelectron spectrum of atom irradiated by strong high frequency laser

物理学报. 2018, 67(7): 073202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172440>

Ar原子序列双光双电离产生光电子角分布的理论计算

Theoretical calculations on photoelectron angular distribution of sequential two-photon double ionization for Ar atom

物理学报. 2020, 69(5): 053201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191814>

反旋双色椭圆场中Ar非次序双电离电子关联的强度依赖

Intensity-dependent electron correlation in nonsequential double ionization of Ar atoms in counter-rotating two-color elliptically polarized laser fields

物理学报. 2022, 71(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221044>

利用双色激光场下阈上电离谱鉴别两种不同分子构型

Identifying two different configurations of the by the direct above-threshold ionization spectrum in two-color laser field

物理学报. 2020, 69(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200013>

Ar原子和K⁺离子序列双光双电离光电子角分布的非偶极效应

Non-dipole effects on angular distribution of photoelectrons in sequential two-photon double ionization of Ar atom and K⁺ ion

物理学报. 2022, 71(6): 063201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211905>